

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДВОЙНОМ ОТКРЫТОМ ВОЛНОВОДЕ

Н.М. Лындин, С.П. Суров, В.А. Сычугов

Экспериментально изучено распространение поверхностных электромагнитных волн в двойном открытом волноводе и проведено рассмотрение такого процесса на основе теории связанных мод.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) могут существовать на границе раздела двух сред, если их диэлектрические проницаемости ϵ_1, ϵ_2 удовлетворяют условию $\text{Re}(\epsilon_1 + \epsilon_2) < 0$. На границе раздела металл — воздух затухание ПЭВ среднего ИК диапазона может составлять 1 дБ/см [1], а эффективность преобразования в нее объемного излучения достигать 70% [2]. В этой связи представляется интересным создание интегральнооптических устройств ИК диапазона на основе открытых волноводов, каковыми для ПЭВ являются границы раздела сред металл — диэлектрик.

Задача о двух связанных волноводах — одна из центральных в интегральной оптике. В настоящей работе рассмотрена система двух открытых волноводов, связанных через воздушный зазор (рис. 1). Открытые волноводы 1 и 2 представляют собой металлизированные стеклянные подложки, на которых методом фотолитографии изготовлены дифракционные решетки: на волноводе 1 решетки 3 для возбуждения ПЭВ (период $\Lambda = 5,9$ мкм, глубина $2\sigma = 0,2$ мкм) и 4 для контроля ПЭВ ($\Lambda = 7,8$ мкм, $2\sigma = 0,2$ мкм); на волноводе 2 решетка 5 для излучения ПЭВ ($\Lambda = 5,9$ мкм, $2\sigma = 0,2$ мкм). На подложки напылены пленки Cu толщиной $d = 0,2$ мкм. Волноводы расположены на взаимоподвижных частях двухкоординатного микропозиционера, так что их плоскости параллельны, и образуют систему металл — воздух — металл. Волноводы могли перемещаться друг относительно друга (рис. 1) по оси z (при этом изменяется величина воздушного зазора S) и вдоль оси x (изменяется длина перекрытия l волноводов). Излучение CO₂ лазера ЛГ-74 (длина волны $\lambda = 10,61$ мкм) ТМ поляризации падало под углом $\Theta_1 = 52^\circ$ на решетку 3 волновода 1 и возбуждало в нем ПЭВ. При этом, в соответствии с теорией связанных волноводов [3], должно происходить перераспределение энергии между волноводами 1 и 2:

$$J_1 = J_0 \exp(-aL) \cos^2(\kappa l), \quad (1)$$

$$J_2 = J_0 \exp(-a(2L - l)) \sin^2(\kappa l),$$

где J_1 и J_2 — интенсивности ПЭВ в волноводах 1 и 2 соответственно; J_0 — интенсивность ПЭВ, возбужденной на решетке 3; a — коэффициент затухания ПЭВ на гладкой пленке Cu; κ — коэффициент связи между волноводами 1 и 2; $L = 12$ мм — длина каждого из волноводов (рис. 1).

Величина J_0 определялась путем измерения интенсивности J_3 света, излучающегося с контрольной решетки 4 при возбуждении ПЭВ под углом $\Theta_2 = -\Theta_1 = -52^\circ$, и подстановки этого значения J_3 в формулу $J_0 = J_3 \exp(am + a_1 m_1)$, где $m = 0,1$ см — расстояние между решетками 3 и 4; $m_1 = 0,1$ см — длина решетки 4 ($m_1 \ll 1/a$); $a_1 \approx 1,5 \text{ см}^{-1}$ — коэффициент затухания ПЭВ на решетке за счет излучения, известный из [2]; $a \approx 0,6 \text{ см}^{-1}$ — коэффициент затухания ПЭВ на Cu, определенный по методике, описанной в [2].

Излучение регистрировалось детектором Ge-Au. В первой части эксперимента снимались зависимости интенсивности J света, излученного решеткой 5 при возбуждении ПЭВ под углом Θ_1 , от величины воздушного зазора S при различных длинах перекрытия волноводов l (рис. 2). Наблюдался максимум J вблизи $S \approx 150$ мкм. Это объясняется тем, что с ростом S увеличивается доля энергии волновода 1, не обрезанная торцом А волновода 2, но уменьшается коэффициент связи между волноводами. Указанная величина зазора оптимальна для процесса передачи энергии в такой системе. Увеличение интенсивности J вблизи $S \approx 400$ мкм и интерференционный характер картины обусловлены наличием второй ПЭВ в волноводе 2, возбужденной на торце А "хвостом" поля ПЭВ в волноводе 1.

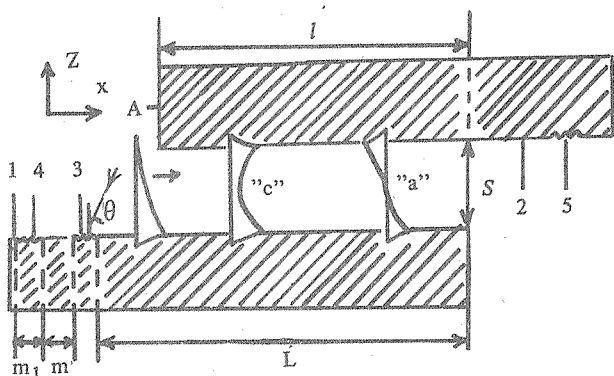


Рис. 1. Распространение ПЭВ в системе открытых волноводов 1 и 2 с решетками для возбуждения (3), для контроля (4), для излучения (5). Симметричная (с) и антисимметричная (а) моды.

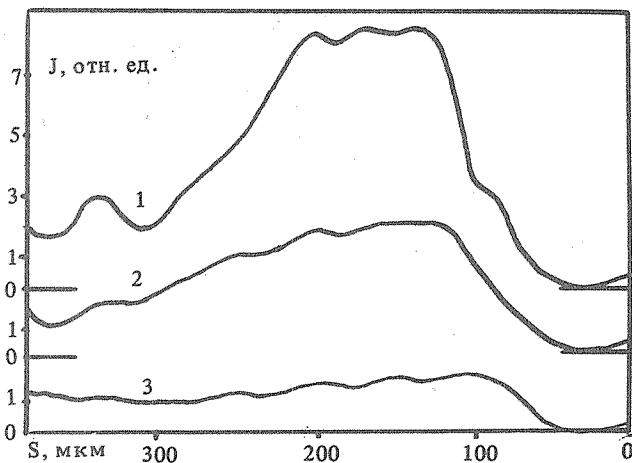


Рис. 2. Зависимости интенсивности ПЭВ в волноводе 2 от величины воздушного зазора S при длинах перекрытия волноводов $l = 8,5$ мм (1), 7 мм (2), 4,5 мм (3).

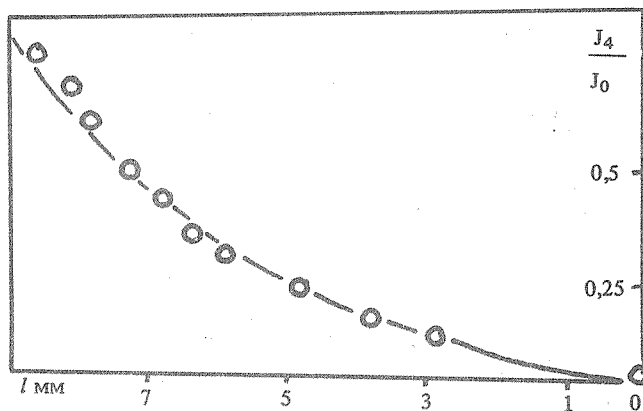


Рис. 3. Зависимость приведенной интенсивности ПЭВ в волноводе 2 от длины его перекрытия l с волноводом 1 при $S \approx 150$ мкм: о — данные эксперимента, сплошная кривая — расчет по формуле (2).

Далее снималась зависимость J при величине воздушного зазора, обеспечивающей максимальную перекачку энергии ($S \approx 150$ мкм), от длины перекрытия волноводов l (рис. 3). Экспериментальные точки хорошо описываются зависимостью

$$J_4(l) = (J_2 - J_5) \exp[\alpha(2L - l)] = J_0 \sin^2(\kappa l), \quad (2)$$

где $\kappa = 1,1 \text{ см}^{-1}$; J_5 — интенсивность ПЭВ, возбуждаемой "хвостом" ПЭВ волновода 1 на торце А волновода 2 ($J_5 \approx 0,13J$). Пересчет величины интенсивности J , излученной решеткой 5, в величину интенсивности J_2 ПЭВ в волноводе 2 производился по методике, описанной при определении J_0 выше.

Теоретическое рассмотрение процесса распространения ПЭВ в системе металл — воздух — металл основывалось на стандартном представлении волны в виде суммы симметричной (с) и антисимметричной (а) мод /3/. Магнитное поле $H \parallel OY$ представляли в виде ($\omega = 2\pi c/\lambda$ — циклическая частота света):

$$H_{c,a} = H_{c,a}^0 \exp(-i\omega t + ik_{c,a}x) \begin{cases} \pm \exp(\kappa_{1c,a}(S-z)) & , z > S \\ \exp(-\kappa_{2c,a}(S-z)) \pm \exp(-\kappa_{2c,a}z) & , S > z > 0 \\ \exp(\kappa_{1c,a}z) & , z < 0 \end{cases}$$

Индексы "1" и "2" относятся к металлу и к воздуху соответственно. Используя уравнения Максвелла и граничные условия для магнитного поля на границах $z = 0$ и $z = S$, можно получить дисперсионное уравнение

$$\frac{1 \mp \exp(-\kappa_{2c,a}S)}{1 \pm \exp(-\kappa_{2c,a}S)} = - \frac{\kappa_{1c,a}\epsilon_2}{\epsilon_1\kappa_{2c,a}}, \quad (3)$$

где $\epsilon_1 = -3800 + i1100$ и $\epsilon_2 = 1$ — диэлектрические проницаемости металла и воздуха соответственно [2]. Верхние знаки относятся к симметричной моде, а нижние — к антисимметричной.

Кроме того, имеются уравнения, связывающие проекции волнового вектора ПЭВ [2]:

$$-k_{c,a}^2 + \kappa_{1c,a}^2 = -\epsilon_1\omega^2/c^2, \quad -k_{c,a}^2 + \kappa_{2c,a}^2 = -\epsilon_2\omega^2/c^2. \quad (4)$$

Системы уравнений (3), (4) определяют вид волновых векторов k_c и k_a соответственно, но не имеют аналитических решений. Численный расчет дает следующие результаты для эффективных показателей преломления: $n_c^* = \text{Re}(k_c)(c/\omega) \approx 1,000007$, $n_a^* = \text{Re}(k_a)(c/\omega) \approx 1,000226$. Ошибки вычислений n^* в обоих случаях составляют 10^{-6} от величины n^* .

Из теории связанных волноводов известно [3], что $\kappa = (n_c^* - n_a^*)\pi/\lambda$, откуда $\kappa = 0,7 \text{ см}^{-1}$, что удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента. В целом же небольшое расхождение теории и эксперимента вызвано, по-видимому, тем обстоятельством, что в проведенном рассмотрении не учитывалось, что часть энергии ПЭВ возбужденной на решетке 3 рассеивается на торце А волновода 2.

Проведенные расчеты и сопоставление их с результатами эксперимента показывают, что процесс распространения ПЭВ в двойном открытом волноводе может быть описан на основе формализма связанных мод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свахин А. С., Суров С. П., Сычугов В. А. Оптико-механическая промышленность № 7, 11 (1986).
2. Суров С. П., Сычугов В. А. ЖТФ, 55, № 6, 1136 (1985).
3. Введение в интегральную оптику, под ред. М. Барноски, М., Мир, 1977, с. 197.

Поступила в редакцию 14 июля 1987 г.